

# МЕТОДИ І ЗАСОБИ НЕРУЙНІВНОГО КОНТРОЛЮ

УДК 620.179.14

## РОЗРАХУНОК МАГНІТНОЇ ПРОНИКНОСТІ ОСЕРДЬ ФЕРОЗОНДІВ ПРИ ЇХ ВЗАЄМНОМУ ВПЛИВІ

© Романенко А. В., Яковенко В. В., Мирошников В. В., 2000  
Східноукраїнський державний університет, м. Луганськ

*Аналізується взаємовплив осердь ферозондів при їх близькому розміщенні. Для осердь з високою магнітною проникністю, які розташовані на відстані, яка співрозмірна з їх геометричними розмірами, запропонована залежність для розрахунку проникності форми осердь.*

Магнітна проникність осердь є величиною, від якої в основному залежить коефіцієнт перетворення ферозондів [1, 2, 3, 5]. В багатьох математичних моделях фізичних процесів створення вихідного сигналу ферозондів їх коефіцієнт перетворення прямопропорційний магнітній проникності осердь. При значних величинах магнітної проникності матеріалу осердь магнітна проникність осердь дорівнює проникності форми  $m$  [1, 2]. В різних літературних джерелах [3, 4, 5, 7] є напівемпіричні залежності, які дозволяють розрахувати  $m$  і які підтверджені експериментальними даними. Однак рекомендації щодо врахування взаємного впливу близько розташованих осердь на їх проникність форми наведено у вигляді емпіричної залежності тільки в [4]. Ця залежність має такий вигляд:

$$G = G_1 + G_1 \left(1 - e^{-\frac{8xd}{3ml^2}}\right), \quad (1)$$

де  $l$ ,  $d$ ,  $m$  – відповідно довжина, товщина і проникність форми одного осердя;  $x$  – відстань між середи-

нами осердь;  $G_1$  – половина максимальної чутливості ферозонда при  $x \gg l$ .

Похибка формули (1) у першу чергу визначається похибкою у визначенні  $m$ , яка в свою чергу визначається емпіричними залежностями [3, 7], які не враховують магнітну проникність матеріалу осердя. В формулі (1) також не враховується співвідношення товщини і ширини осердь. З врахуванням вказаних факторів похибка (1) може скласти до 40-80 %.

Метою даної статі є теоретичне визначення впливу параметрів осердь ферозондів один на одного при їх близькому розташуванні.

Геометричні моделі стержневих ферозондів з двома осердями показані на рис. 1. На рис. 1а зовнішнє поле для першого осердя направлено проти- лежно полю другого осердя, що відповідає випадку, коли зовнішнє поле створюється обмоткою збудження. Рис. 1б відповідає випадку, коли зовнішнє поле направлено в одну сторону (вимірюване поле).

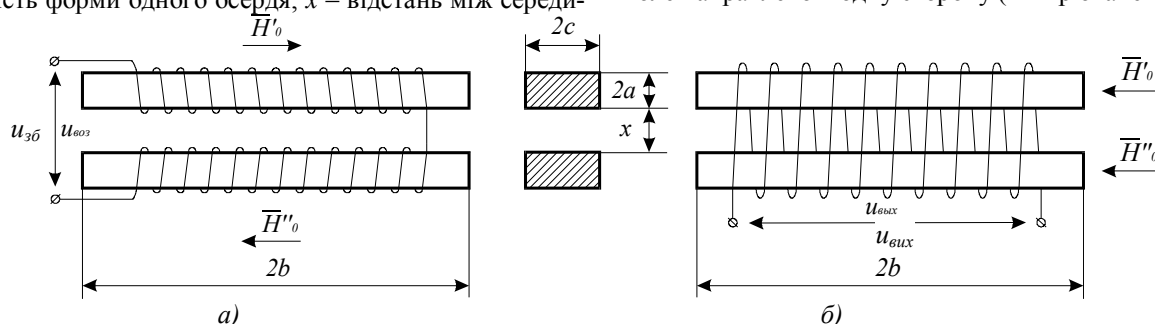


Рис. 1. Геометричні моделі давачів з двома осердями.

Магнітні властивості матеріалу осердя задаються залежністю намагніченості від напруженості магнітного поля  $M(H)$ . Ця залежність задається в аналітичній формі [8]. При розрахунку не враховується вплив вихрових струмів, тобто магнітне поле вважається квазіпостійним. Об'єм стержня розбивається на елементарні об'єми (ЕО), які представляють собою паралелепіпеди, в середині яких вектор

намагніченості є постійним.

Математична модель магнітного поля в стержнях описується нелінійним векторним інтегральним рівнянням такого виду [5]:

$$H_i = -\frac{1}{4\pi} \sum_{j=1}^N \text{grad} \int_{S_j} \frac{\bar{M}_j(H) \cdot \bar{n}_j}{(\bar{r}_i - \bar{r}_j)} dS_j + \bar{H}_{0i}, \quad (2)$$

де  $i, j$  - точки контролю та джерел;  $\bar{n}_j$  - нормаль до поверхні ЕО;  $S_j$  - площа поверхні ЕО;  $\bar{H}_{0i}$  - вектор поля, яке створюється котушкою чи зовнішнім однорідним полем;  $N$  - кількість ЕО;  $\bar{r}_i, \bar{r}_j$  - вектори у точці контролю та джерела. Для паралелепіпедів інтеграл, який входить до суми, виражається аналітично. Інтегральне рівняння (2) зводиться до системи алгебраїчних рівнянь:

$$H_i = [A_{ij}] \bar{M}_j(H) + \bar{H}_{0i}, \quad (3)$$

де  $[A_{ij}]$  - матриця коефіцієнтів  $N \times N$ , величини яких розраховуються шляхом інтегрування згідно (2).

Система алгебраїчних рівнянь (3) вирішується за наступним алгоритмом:

$$\bar{M}_i^{k+1} = \bar{M}_i^k + \alpha [\bar{H}_{pi}^k - \bar{H}_i^k(M_i^k) + \bar{H}_{0i}], \quad (4)$$

де  $k$  - номер ітерації;  $\bar{H}_i^k(M_i^k)$  - вектор напруженості поля, який визначається значенням  $M(H)$  для матеріалу осердь, а його напрямок співпадає з вектором  $\bar{M}_i^k$ . Вектор  $\bar{H}_{pi}$  для точок контролю в середині сердечника визначається за допомогою такої формули:

$$H_{pi} = -\frac{1}{4\pi} \sum_{j=1}^N \text{grad} \int_{S_j} \frac{\bar{M}_j(H) \cdot \bar{n}}{(\bar{r}_i - \bar{r}_j)} dS_j. \quad (5)$$

Постійна  $\alpha$  знаходиться в діапазоні  $0,1 \leq \alpha \leq 2$ . Її величина характеризує стійкість ітераційного процесу та швидкість його збігу.

Розрахунок вектора намагніченості  $\bar{M}_i$  проводиться для кожного ЕО. Визначення намагніченості всіх ЕО здійснюється паралельно, що зменшує час обчислень та забезпечує збіг при будь-якому розбитті та напрямку  $\bar{H}_0$ . Ітераційний процес для кожного ЕО закінчується при виконанні умови

$$\|M^{k+1} - M^k\| < \varepsilon \frac{1}{2} (\|M^{k+1}\| + \|M^k\|). \quad (6)$$

Величина  $\varepsilon$  знаходиться в діапазоні  $10^{-4} \dots 10^{-5}$ .

Розрахунок магнітної проникності форми осердь проводиться шляхом усереднення величин  $M, H_p$  у центральному перерізі сердечника. Отримані середні значення дають можливість розрахувати проникність форми в центральному перерізі за допомогою наступної формули:

$$m_u = \frac{M_{u,cp}}{H_{p,u,cp}}. \quad (7)$$

При розрахунках осердь використовувались сплави з високою проникністю, а саме 79НМ, 79НМА і 80НХС. На першому етапі для можливості порівняння з результатами отриманими іншими авторами [3, 7] розраховувався коефіцієнт форми одиночних осердь. На рис. 2 показано відносне відхилення результатів розрахунку від результатів теоретичних розрахунків за допомогою залежностей, які були запропоновані [7]. Відносна похибка представлена як функція змінної  $\lambda$  ( $\lambda = b/a$ ). Як видно з графіків (рис. 2), відносний розкид результатів знаходиться в діапазоні 0,5-7,0 %. Причому уточнені формули Розенблата [7], які визначені з коефіцієнтом, запропонованим у [3], дають менший розкид (до 4 %).

На рис. 3 наведені результати розрахунків коефіцієнта форми давача з двома осердями при відстані  $x$  між ними для стержнів з різним поперечним перерізом при паралельному та протилежному напрямках зовнішнього поля. Із рис. 3 видно, що для вимірювання зовнішнього магнітного поля бажано збільшити відстань між стержнями, а по відношенню до поля збудження бажано, щоб осердя були замкнутими. Остання умова повністю не може бути виконана із-за кінцевої ширини котушок збудження.

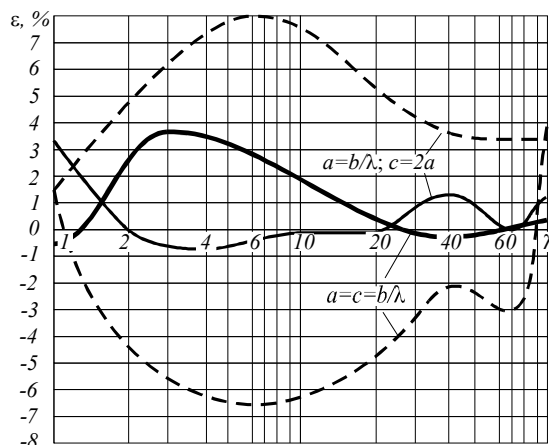


Рис. 2. Відносні похибки чисельного розрахунку та експериментально отриманих значень  $m$ .

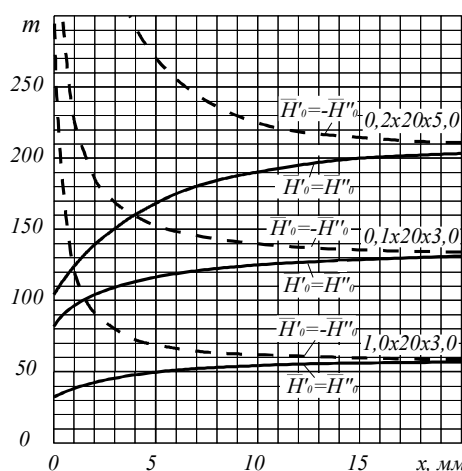


Рис. 3. Залежність коефіцієнту форми для давача з двома осердями від відстані між ними.

Для осердь, розташованих на відстані, яка співрозмірна з їх геометричними розмірами запропонована наступна формула для розрахунку проникності форми осердь:

$$m = m_0 + \frac{2}{\pi}(m_\infty - m_0) \arctg \frac{x^*}{k}, \quad (8)$$

де  $m_0$  і  $m_\infty$  розраховуються за допомогою формул, які приведені в [7] (при обчисленні  $m_0$  підставляють розміри  $c$ ,  $b$ ,  $2a$ , а для обчислення  $m_\infty$  підставляють розміри  $c$ ,  $b$  та  $a$ );  $x^* = \frac{x}{2b} 100\%$ ;  $x$  – відстань між ближчими боковими гранями осердя;  $k$  – коефіцієнт, який вибирається за допомогою графіків, які наведені на рис. 4;  $c^* = c/b$ ;  $a^* = a/b$ .

Похибка формули (8) не перевищує 1,5%.

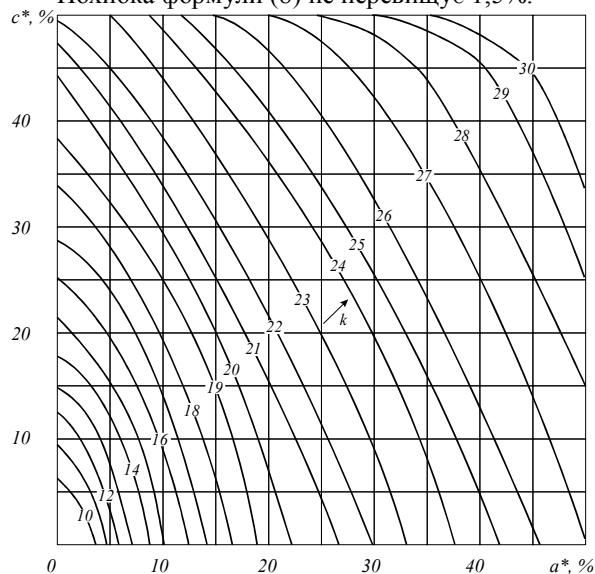


Рис. 4. Залежність коефіцієнта  $k$  від геометричних розмірів осердя.

Оскільки залежність магнітної проникності осердь від їх взаємного розміщення визначається

також напрямком магнітного поля, то поправку на цей вплив необхідно вносити як для поля збудження, так і для вимірюваного поля. Степінь цього впливу залежить також від режиму роботи ферозонду. При режимі другої гармоніки вирішальний вплив має вимірюване поле, для ферозондів пік-типу [9] – поле збудження.

1. Аркадьев В. К. Электромагнитные процессы в металлах. - В 2-х ч. - М. -Л.: ОНТИ, 1934. -Ч. 1. - 230 с. 2. Афанасьев Ю. В. Феррозондовые приборы. - Л.: Энергоатомиздат, 1986. - 188 с. 3. Розенблат М. А. Коэффициенты размагничивания стержней высокой проницаемости. - ЖТФ, 1954, № 24, Вып. 4, С. 637-661. 4. Розенблат М. А. К расчету магнитомодуляционных датчиков напряженности магнитного поля. - М., 1957, Электричество, № 7, С. 24-31. 5. Янус Р. И., Фридман Л. Х., Дрозжжина В. И. К теории дифференциальных феррозондов с продольным возбуждением. - Сб. производственно-тех. информации по геофиз. приборостроению. - ОКБ МГ и ОН СССР. -М., 1959, вып. 3, С. 73-95. 6. Коген-Далин В. В., Курбатов П. А. Расчет сложных систем с постоянными магнитами на основе интегральных уравнений // Применение постоянных магнитов в электрических машинах, аппаратах и приборах. Выпуск 483. 1980. МЭИ. С. 75-80. 7. Матюк В. Ф., Осипов А. А. Некоторые замечания о центральном размагничивающем факторе тел разной формы. II. Коэффициент размагничивания стержней прямоугольного сечения. - Дефектоскопия, 2000, № 1, С. 37-44. 8. Мельгуй М. А. Формулы для описания нелинейных и гистерезисных свойств ферромагнетиков. - Дефектоскопия, 1987, № 8, С. 3-9. 9. Яковенко В. В. Феррозонд с однополярным импульсным возбуждением. - Дефектоскопия, 1984, № 4, С. 36-40.